



电离毛细管等离子体在激光加速领域的应用

晏炆^{1,2}, 杨童^{1,2}, 郭臻^{1,2}, 程浩^{1,2}, 李昱泽^{1,2}, 方言律^{1,2}, 夏亚东^{1,2}, 何强友^{1,2}, 李辰童^{1,2}, 林晨^{1,2,3*}, 颜学庆^{1,2,3}

1. 北京大学, 核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871;

2. 北京激光加速创新中心, 北京 101407;

3. 广东省新兴激光等离子体技术研究院, 广州 510475

* 联系人, E-mail: lc0812@pku.edu.cn

2022-12-17 收稿, 2023-02-09 修回, 2023-02-10 接受, 2023-02-13 网络版发表

国家自然科学基金(11975037, 6163101001, 11921006)和国家重大科研仪器研制项目(2019YFF01014400, 2019YFF01014404)资助

摘要 激光加速是近年提出的一种新型加速机制, 它以等离子体为加速介质, 受到等离子体性质的强烈影响. 电离毛细管装置作为一种能稳定产生等离子体通道和调制等离子体参数的可靠工具, 既可以承载激光等离子体尾波的高梯度加速场, 又能提供放电电流驱动的高梯度横向聚焦磁场, 在紧凑型激光加速器、辐射源及等离子体透镜的研究中发挥着重要作用. 本文介绍了电离毛细管等离子体的原理及特性, 归纳了它在激光加速领域的主要应用, 包括作为加速段进一步提高激光等离子体加速粒子束的能量及质量、作为束流传输元件匹配加速粒子束的实际应用需求. 在此基础上, 对毛细管等离子体未来的发展趋势进行了展望, 并简要介绍了北京大学电离毛细管等离子体平台的建设情况.

关键词 电离毛细管, 等离子体, 激光加速, 高梯度

粒子加速器不仅为医学、生物学和高能物理等学科研究提供了巨大的帮助, 而且已经被广泛应用于化工、农业生产、医疗卫生等各个领域. 但受到器件击穿阈值的限制, 传统射频直线加速器的加速梯度往往难以超过100 MV/m. 为了提高加速粒子的能量, 只能不断增长加速器长度, 比如欧洲核子中心强子对撞机的加速器和对撞机部分长达27 km. 巨大的占地面积和昂贵的造价成为目前传统加速器向更高能量发展的主要制约因素, 因此必须寻找突破传统加速梯度限制的新型加速机制. 1979年, Tajima和Dawson^[1]提出了激光等离子体加速(laser plasma acceleration, LPA)机制. LPA以等离子体为介质, 不存在传统加速器中的击穿阈值. 例如, 在激光与气体密度等离子体相互作用的尾波场加速机制(laser wakefield acceleration, LWFA)中, 其加

速梯度只受等离子体波破阈值限制, 可达到数十到数百GV/m量级, 是获得高能电子的有效手段. 而激光与固体密度等离子体相互作用时, 产生的瞬态电荷分离场具有高达TV/m的超高加速场梯度, 可以通过靶背鞘场(target normal sheath acceleration, TNSA)和光压(radiation pressure acceleration, RPA)等机制驱动离子的加速. 目前, 激光加速电子束最高能量达到7.8 GeV^[2], 激光加速质子束最高能量达到近百MeV^[3,4]. LPA为建造下一代低造价、紧凑型加速器^[5,6]和辐射源^[7]提供了广阔的前景, 也使其成为未来TeV能级正负电子对撞机^[8]、小型化癌症放疗装置^[9~12]、自由电子激光^[13]等的有力候选者.

高梯度和瞬态加速也导致激光加速具有较低的能量转换效率和稳定性, 这是这一领域必须克服的挑战.

引用格式: 晏炆, 杨童, 郭臻, 等. 电离毛细管等离子体在激光加速领域的应用. 科学通报, 2023, 68: 2058–2069

Yan Y, Yang T, Guo Z, et al. Application of capillary discharge plasma in the field of laser acceleration (in Chinese). Chin Sci Bull, 2023, 68: 2058–2069, doi: [10.1360/TB-2022-1280](https://doi.org/10.1360/TB-2022-1280)

在没有引导的情况下, 聚焦的激光及其加速粒子会迅速发散, 只在很短的距离内保持高强度. 例如, 高强度激光脉冲在等离子体中传输会经历相对论自引导、衍射、成丝等过程, 并伴随着多种不稳定性. 为了引导激光脉冲稳定传输, 延长有效的加速距离, 研究者提出了脉冲电离毛细管等离子体通道的方案. 2006年, 美国劳伦斯伯克利国家实验室(Lawrence Berkeley National Laboratory, LBNL)的Leemans等人^[14]使用充气放电毛细管作为导引通道, 仅使用40 TW的激光器就实现了1 GeV能量的准单能电子加速. 2019年, 他们利用20 cm的电离毛细管通道将电子加速到了目前的最高纪录7.8 GeV^[2].

电离毛细管等离子体通道不仅可以承受极高的电磁场, 提供高梯度的加速场, 而且也可以作为新型束流传输元件, 使粒子束发生聚焦、能量调制^[15-17]等. 电离毛细管的百纳秒脉冲放电电流可以提供高于kT/m的磁场梯度, 特别适用于激光加速的百皮秒脉冲束流. 激光束流还具有宽能谱的特性, 特别是TNSA机制加速的离子束, 由于靶后鞘层场的快速扩散, 能散高达100%. 而传统的磁铁束线多针对近准直单能粒子束, 对于宽谱束流会造成极高的损失. 电离毛细管等离子体透镜则具有很好的消色散能力, 可有效抑制宽谱粒子束的相空间弥散^[18], 提高束流品质和传输效率. 在LBNL^[19]、意大利国家核物理研究院(Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, INFN)^[20]和欧洲核子研究组织(European Organization for Nuclear Research, CERN)^[21]实验室进行

的几个实验, 已经成功地报道了电子在电离毛细管等离子体透镜中的径向对称聚焦. 近年来, 北京大学^[17]、LBNL^[10]关于利用电离毛细管进行激光加速质子束引导与聚焦的系列研究也正在展开. 利用等离子体技术, 将高梯度加速场与高梯度传输场结合起来, 有望真正实现紧凑的台面式激光加速器.

1 电离毛细管等离子体的原理简介

电离毛细管装置的基本结构如图1(a)所示, 主要由毛细管、放电电路、充气气路三部分组成. 毛细管管道外径通常为200~1000 μm , 长度为厘米量级. 因为长期处于高压电离和高能激光辐照的环境下, 毛细管的制作材料必须具有高硬度和高损伤阈值的特性. 目前, 通常采用激光微刻蚀人造蓝宝石晶体(Al_2O_3), 或者3D打印的塑料材质. 3D打印毛细管具有气密性好、高精度、易制备的优点; 实验上对3D打印毛细管进行55000次以上的充气放电测试后, 管壁表面的腐蚀对等离子体密度分布的影响仍然不明显^[22]. 放电电路主要包括高压源、用于存储待放电能量的电容和用于限制充电电流的电阻器. 放置在毛细管两端气体出口处的两个电极分别作为阴极和阳极. 电路内部设置的触发信号输入端口可以实现放电时刻的精确控制. 充气气路主要包括高压气瓶、减压气室和压强控制器. 使用的气体一般为氢气、氦气或氩气.

电离毛细管工作时, 气体首先通过毛细管两端的输气管道以千帕级压强进入管内部, 形成稳定的分布,

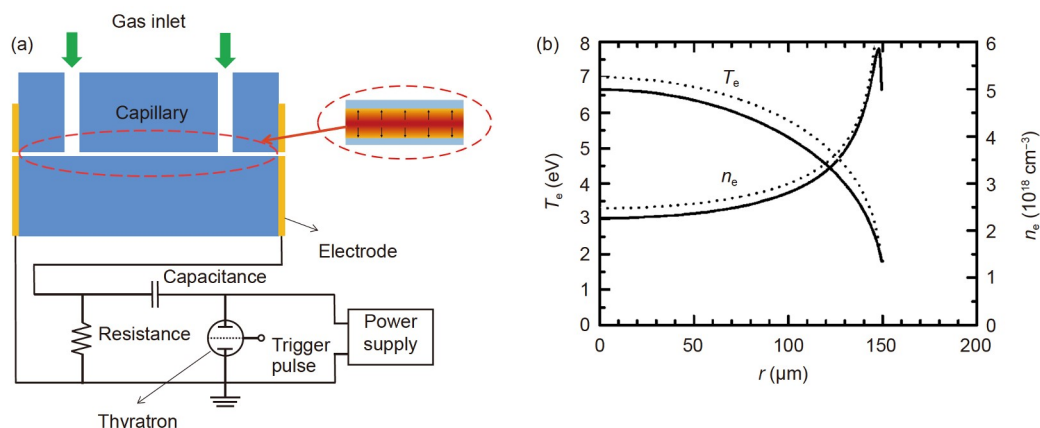


图1 (网络版彩色) 电离毛细管原理演示图. (a) 电离毛细管基本结构示意图. 气体由两个入气通道注入到毛细管中, 随后被位于两端的10 kV级的高压电极放电电离. (b) 准稳态平衡阶段, 毛细管内形成了稳定的等离子体通道, 等离子体密度在横向呈抛物线分布^[23]

Figure 1 (Color online) Schematic diagram of the capillary discharge. (a) Schematic diagram of the basic structure of the capillary discharge. The gas is injected into the capillary through two gas inlets, and is then ionized by the 10 kV-level high-voltage electrodes located at both ends. (b) In the quasi-steady state equilibrium stage, a stable plasma channel is formed in the capillary, and the plasma density is distributed parabolically in the lateral direction^[23]

随即外部电路产生10 kV级的高压。在电场作用下, 气体分子发生碰撞电离, 形成全电离等离子体。这样的等离子体可以在厘米长度内维持高梯度电磁场, 包括激光尾波的高梯度加速场和放电电流的高梯度聚焦磁场, 因此在激光加速领域具有广泛应用。

根据Bobrova等人^[23]对填充氢气的毛细管放电的磁流体动力学(magnetohydrodynamics, MHD)模拟结果, 击穿后的等离子体演化可以分为3个阶段: 第一阶段(持续约50 ns), 电流脉冲击穿气体并将其加热和电离成等离子体。由于等离子体压力远大于磁压, 因此磁箍缩效应可以忽略不计。电子密度 n_e 、电子温度 T_e 和电离度 α 都保持均匀的径向分布。当等离子体几乎完全电离时, 进入第二阶段(50~80 ns)。此时, 来自电流的能量不再用于等离子体的电离过程, 上升的电流提升等离子体温度的速度比第一阶段快得多。同时, 毛细管壁温度冷于等离子体中心, 等离子体在壁上冷却, 温度的径向不均匀分布使密度分布变化显著。第三阶段(>80 ns), 欧姆加热和热传导效应达到准稳态平衡, 等离子体分布对放电电流的变化相对不敏感。等离子体温度在轴上达到最大值、沿径向单调降低, 电子密度则与之相反, 形成一个持续几十纳秒的近似抛物线密度剖面, 如图1(b)所示。此时, 温度为eV量级, 密度为 $10^{17} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 量级。

电离的气体不同, 等离子体温度和密度发展时间也不同。例如, 氢气和氦气等轻气体对条件变化的反应要比氙气等较重的气体快得多^[24]。不同的应用场景通常对等离子体状态有不同的要求, 可以通过电离气体和时间窗口的合理选择进行匹配。

2 高加速梯度的毛细管等离子体用于激光等离子体尾波加速

2.1 电离毛细管等离子体提升尾波加速能量

当一束高强度的超短激光脉冲在等离子体中传输时, 激光的有质动力将背景电子排开, 激发起传播速度与激光群速度一致(都接近真空光速 c)的等离子体波结构, 即尾波场。尾波场的加速梯度高达GV/m量级, 可俘获电子并在短距离内将其加速到相对论能量。实验中利用激光与毫米或者厘米长度的低密度等离子体相互作用, 获得了能量在百MeV到GeV的电子束。若想利用尾波加速机制将电子加速到对撞机等应用要求的TeV量级的极高能量, 必须进一步延长加速距离。这将面临

诸多挑战, 主要来自三方面: (1) 聚焦的激光脉冲和等离子体相互作用的长度受到瑞利衍射的限制, 比如对于波长 $1 \mu\text{m}$ 、具有 $30 \mu\text{m}$ 束腰的聚焦激光, 瑞利长度只有3 mm, 并在许多情况下进一步受到电离诱导的折射离焦的限制。(2) 加速电子束离开等离子体波的加速相位造成失相。(3) 激光在等离子体中的能量损耗。可以承载高加速梯度激光尾波、厘米长度、密度易于调节的毛细管等离子体为这些问题提供了解决方案, 大大推动了激光等离子体尾波加速的发展。

2.1.1 利用毛细管的光引导效应克服衍射限制

在LPA实验中, 大部分情况是将高强度的激光($I > 10^{15} \text{ W/cm}^2$)聚焦到一定密度的中性气体中。气体分子被激光电离形成等离子体。在没有任何引导作用的情况下, 一个聚焦的激光脉冲会因为瑞利衍射而快速发散。此外, 对于强度呈高斯分布的激光脉冲, 等离子体的折射率沿径向增加, 整个波前逐渐向外弯曲(波前的法线方向向轴外倾斜), 导致了脉冲的散射。在一定的密度和激光强度分布下, 这种折射率引起的散射效应甚至比瑞利衍射更严重, 极大地限制了其有效传播的距离。

要想在超过瑞利长度的范围内维持激光聚焦强度, 对激光的引导是非常必要的。一种方式是通过激光在等离子体中的横向有质动力实现相对论自引导^[25], 然而这要求达到极高的激光功率, 并且往往伴随着激光脉冲能量的快速耗散; 另一种方式是利用 $d\eta/dr < 0$ 的等离子体通道来对激光进行引导, 其中 η 为折射率。毛细管正是基于此原理提出的一种等离子体通道产生装置。对于一个强度具有高斯分布的激光脉冲, 理想等离子体波导的径向密度分布为抛物线形: $n_e(r) = n_e(0) + \Delta n_e(r/r_{\text{ch}})^2$, 其中 $n_e(r)$ 为距离中心轴 r 处的电子密度, Δn_e 是当 $r=r_{\text{ch}}$ 时相比于 $n_e(0)$ 的密度增加值。在这样的通道中, 如果激光聚焦处光斑的大小 ω_0 等于匹配半径 $W_M = (\pi r_e \Delta n_e / r_{\text{ch}}^2)^{-1/4}$, 激光脉冲将达到理想匹配状态, 保持聚焦光斑大小不变。当 $\omega_0 \neq W_M$ 时, 在传输过程中, 其焦斑大小就以 $Z_{\text{osc}} = \pi^2 W_M^2 / \lambda$ 为周期, 在 ω_0 和 W_M 间反复振荡。

2000年, Spence和Hooker^[26]首次提出利用充氢毛细管放电波导引导激光。他们通过干涉测量发现, 毛细管放电电离形成的等离子体中产生了一个符合上述要求具有近似抛物线形的电子密度分布(对应的匹配光

斑尺寸为37.5 μm), 并达到了大于0.87的高电离度. 这与第1节中介绍的MHD模拟结论^[23]相一致. 随后, 他们利用几厘米长的毛细管实现了输入峰值强度大于 10^{17} W/cm^2 激光的有效引导^[27,28], 传输效率达到96%. 除放电电离形成等离子体外, 还可以使用激光进行辅助加热^[29]. 通过额外加热毛细管轴上的电子, 形成更“深”的抛物线形密度和更小的匹配束斑, 这对PW级高峰值功率激光的传输尤其重要^[2].

当毛细管引导的激光强度达到相对论光强时, 则可实现尾波加速. 2006年, LBNL^[14]用3.3 cm长的放电等离子体波导引导40 TW峰值功率的激光脉冲, 得到了1 GeV电子束. 与之前的LPA实验相比, 这一实验的重要意义在于极大地提高了激光-电子的能量转换效率, 打破了以往主要依靠提高激光功率来增加电子束能量的思路. 2014年, 他们利用9 cm长的毛细管、300 TW峰值功率的激光加速得到4.2 GeV电子束^[30]. 2019年, 毛细管被延长到20 cm, 电子的能量再次被提升到7.8 GeV^[2], 这也是目前激光尾波加速得到的最高电子能量纪录.

2.1.2 轴向密度渐变的毛细管等离子体解决滑相问题

激光尾波场可分为加速相位区域和减速相位区域. 电子被尾波场捕获后会被迅速加速到接近光速 c , 而等离子体波的相速度 $v_p \approx c(1 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2} < c$, 其中 $\omega_p = (e^2 n / \lambda_0 m_0)^{0.5}$ 为等离子体频率, 因此电子最终会离开等离子体波的加速相位, 进入减速相位. 这个过程被称为滑相, 它大大限制了等离子体波中电子的能量增益. 电子彻底离开加速相位的位置为失相点. 当等离子体密度沿纵向均匀时, 电子相对于等离子体波相滑动半周期之前经过的长度, 即滑相长度 $L_d \approx \lambda_p \gamma_g^2$, 其中 $\lambda_p = 2\pi c / \omega_p$ 为等离子体波长, $\gamma_g = \lambda_p / \lambda_0$, λ_0 为激光波长, n 为等离子体密度, e 为电子电荷, m_0 为电子质量.

等离子体波的相速度和退相长度受到等离子体密度的调制, 所以可以通过空间调整等离子体密度来更好地匹配电子和等离子体波相位, 克服失相的限制. 比如, Guillaume等人^[31]通过用刀片或针尖干扰由气体喷嘴喷出的气体来制造急剧上升的密度, 使电子束先通过低密度等离子体区域并加速, 当电子即将达到失相点时迅速进入高密度区域, 等离子体波长忽然变小, 从而使电子重新回到加速区. 他们的实验表明, 与均匀等离子体通道相比, 该密度陡升等离子体通道可以使电

子能量至少增加50%. 但由理论推导可知^[32], 使电子保持在加速相位的最理想等离子体密度分布并非他们用到的突变式等离子体密度, 而应该沿加速方向连续增加. 在加速过程中, 等离子体波长 λ_p 随着激光、尾波和电子的传播而不断减小, 这可以持续推进去相点的位置, 使电子在尾场的加速区域保持较长的距离, 从而增加了 L_d 和可达到的最大电子能量.

对于一般的基于气体喷嘴的激光加速实验, 这样的渐变等离子体密度通道是难以形成的. 但对于毛细管等离子体, 通过简单地改变毛细管的轴向孔径^[33]或者毛细管两端充气口的口径^[34], 即可以得到密度线性增加的等离子体通道. 相关密度测量和光引导实验证明^[35], 这样的毛细管等离子体有潜力进一步提升LWFA电子束的能量.

2.1.3 毛细管用于激光能量补偿与级联加速

在等离子体波的激发过程中, 激光不断地将能量转换给等离子体波. 随着激光能量的损失, 等离子体波的振幅(加速梯度)也在不断减小. 而毛细管对激光的引导允许进行级联加速, 通过局部地将不同、未耗尽的激光脉冲注入等离子体通道, 并且可以独立地重新匹配加速场与电子的相位, 有望达到数十GeV, 甚至TeV的加速能量.

2016年, LBNL的Steinke等人^[36]提出了用等离子体透镜(聚焦)和等离子体通道(加速)耦合的两级加速方案, 先从一个气体喷嘴靶中产生中心能量120 MeV、散角4 mrad的电子束, 随后用一段作为束透镜的电离毛细管等离子体捕获并聚焦电子束到第二个毛细管, 被等离子体镜反射的第二束激光脉冲激发毛细管中的加速场, 得到了大约100 MeV的能量增益, 首次实现了级联加速, 在国际上引起了极大关注. 不过该方案级间距离较大, 耦合效率(3.5%)低, 限制了加速级数的进一步增加.

弯曲等离子体通道可以方向性地引导激光^[37,38], 也可以成为级联加速的有效工具. 2018年, 上海交通大学Luo等人^[39]设计了直毛细管和弯曲毛细管相结合的结构, 其中弯曲毛细管用来传输补偿激光脉冲进入直毛细管, 电子束始终被约束在直毛细管内被初级和二级加速, 因此拥有更短的耦合距离和更小的横向束流色散, 保持了高耦合效率(理论模拟表明耦合效率可以接近100%^[40])、稳定性和电子束质量. 意大利Zigler等人^[41]用一个“Y”形的毛细管进行了两束激光的耦合实

验,传输效率达到80%,说明基于弯曲毛细管的级联加速方案具有可行性.不过,在级间过渡中,激光或束流极有可能会由于离轴注入引入横向振荡,这将导致混向和束流发射度增长^[42].要想使级联加速方案走向成熟,还需要找到缓解策略来抑制这些影响.

除提高能量外,级联加速也是一种常用的优化加速电子束质量的方法^[43,44],通过将电子的注入和加速过程分开,实现电子注入到激光尾波场相位的精确控制,从而提高激光加速电子束电量、抑制能散及散角和增强稳定性等.近些年来,研究人员也提出了各种各样的电子注入机制以及增强注入的方法^[45,46],其中密度梯度注入^[47]通过密度渐变或者瞬变的等离子体电子密度来控制等离子体波长以及等离子体波的传播速度,使得注入过程高度可控,注入电子束品质较好.毛细管可以便捷地改变预充气体种类、压强和位置,还能与气体喷嘴等结合形成双级靶体^[48-50],从而得到符合最优加速动力学要求的等离子体密度分布^[51],其出色的密度调制能力为电子注入调控在实验上的实现提供了有力支持.

2.2 毛细管等离子体辐射源

除纵向加速外,高能电子在尾波场运动时还会经历横向振荡并辐射电磁波,使得激光尾波加速极具潜力成为下一代桌面型辐射源.2015年, Lee等人^[52]研究发现,通过将激光离轴地注入毛细管等离子体通道,其质心在等离子体通道中横向振荡,可以显著增加Beta-tron运动振幅,从而产生较短波长的X射线辐射.2016年, Chen等人^[53]提出了利用弯曲毛细管引导电子转弯发出具有可调谐光谱的类同步加速器辐射.在Palastro等人^[54]的模拟中,一个2 GeV的电子在弯曲毛细管内每厘米发射了0.1个光子,平均光子能量为几keV.这种器件的加速和辐射部分可以在厘米大小内制造,相比于现有的同步加速器,在成本等方面拥有独特优势.此外,利用毛细管等离子体通道对激光和电子束的引导,也可能有利于汤姆逊或康普顿散射^[55]等其他辐射方案.比如,可以使一束强激光和另一束低强度长激光脉冲分别从毛细管两端入射,其中强激光用于加速电子,低强度长激光脉冲用于与加速电子束反向传播和相互作用,产生汤姆逊散射.该方法可以使激光和电子束在同一等离子体通道中自动引导,大大降低了激光和电子束在空间和时间上重叠的难度.

3 高磁场梯度的电离毛细管等离子体透镜

激光加速高梯度和瞬态的特点,使它极容易受到非线性和不稳定性的影响,所以加速出的粒子具有大散角、宽能谱等特点.其中激光加速电子束的半散角一般为几个mm mrad,能散为1%量级;激光加速质子束的半散角较大,为百mm mrad量级^[56],能散达到100%^[57].为了达到实际应用要求,需要利用聚焦元件对粒子束进行收集和聚焦.同时,要想展现激光加速器的高加速梯度优势,必须有类似的紧凑型束流聚焦器件与之相匹配.但传统聚焦元件四极磁铁^[58-60]和螺线管^[61-63]的有效焦距通常为米量级,不符合条件.等离子体作为一种由自由电子和离子组成的宏观中性介质,可以承受大的离子束电流和支持微尺度上的强电磁场,实现厘米到几十厘米尺度的轴对称聚焦;并且可以有效地中和脉冲束,强烈地减小空间电荷力对离子聚焦的影响^[64],被认为是束流传输的方便介质.

等离子体透镜可以由其聚焦物理机制分为被动等离子体透镜(passive plasma lenses, PPL)^[65-68]和主动等离子体透镜(active plasma lenses, APL).在被动等离子体透镜中,利用等离子体或粒子本身产生的电磁场进行聚焦,因此束流头部和尾部感受到的聚焦场不一样;而且聚焦场会受到束流的尺寸、电量、脉宽等参数的影响,难以进行调谐.主动等离子体透镜由外部电流源驱动,可以有效克服这一点.根据安培定律,当强放电电流沿轴向运动通过等离子体时,将产生一个角向磁场,使粒子对称聚焦.

1950年, APL首次由LBNL提出^[69],并随后在CERN^[70]和德国GSI亥姆霍兹重离子研究中心^[71,72]的束线上实现.但早期的等离子体透镜的直径达到厘米量级,使用的电流峰值高达数kA,产生了Z-pinch效应^[73],也就是电流的趋肤效应使得初始电离发生在毛细管壁附近,同时电流产生的角向磁场对等离子体形成径向压力,使等离子体柱向轴心箍缩.这样的等离子体运动带来了等离子体柱半径和电流密度的时空不稳定性,限制了它的使用.

电离毛细管等离子体透镜是近年来提出的一种新型APL,图2展示了毛细管放电产生的磁场及其聚焦力.它的突出优势主要体现在:第一,它通过减小等离子体通道直径到毛细管的百微米量级,所需要的电流强度降低到百A量级,因此Z-pinch效应可被忽略,等离子体通道直径始终等于毛细管管道直径.这将大大增强系

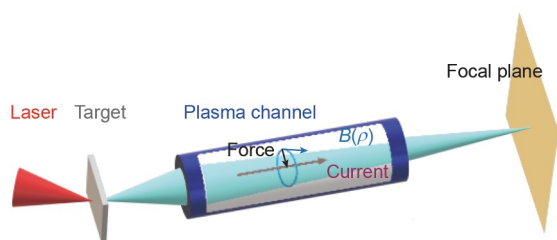


图2 (网络版彩色) 电离毛细管等离子体透镜聚焦力示意图^[17]
Figure 2 (Color online) Schematic representation of the focusing force of the capillary discharge plasma lens^[17]

统的稳定性. 第二, 磁场梯度可以通过电流方便地调节, 这可以通过延迟相对于放电开始的束流到达时间来改变. 假设电子温度关于半径均匀分布, 磁场梯度 $(\partial B / \partial r)_{\text{uniform}} = \mu_0 J / 2 = \mu_0 I_0 / (2\pi R^2)$, 式中 J 为电流密度, I_0 为电流大小, R 为管道半径. 作一个简单的推算, 对于有 $I_0=600$ A电流通过、半径 $R=250$ μm 、长度 $L=3$ cm的毛细管, 磁场梯度达到1800 T/m. 根据薄透镜近似, 焦距 $f = 1 / (kL)$, 这里 $k = e / (m\gamma\beta c) \cdot \partial B / \partial r$, e 为电荷量, m 为粒子质量. 对于1 GeV的电子, 其焦距仅为5 cm, 体现了毛细管等离子体透镜的强聚焦性^[19]. 第三, 相比于传统聚焦元件四极透镜组和螺线管, 毛细管的焦距对粒子能量更不敏感^[74,75], 适用于宽能谱激光加速粒子束的聚焦. 此外, 研究表明, 束流在毛细管等离子体中产生的尾场将对束流自身产生纵向相空间调制^[15,16], 这可以用于束流的能谱压缩. 目前, 电离毛细管等离子体透镜在激光加速电子束和质子束的紧凑型传输和高亮度聚焦方面已经引起了广泛的研究兴趣.

3.1 电离毛细管等离子体透镜用于激光加速电子束传输与聚焦

2015年, van Tilborg等人^[19]首次提出电离毛细管等离子体透镜用于激光加速电子束聚焦, 他们利用直径为125 μm 的电离毛细管等离子体通道, 实现了激光加速百MeV级电子的有效聚焦, 并验证了其聚焦场梯度可以高达3000 T/m. 如前文所述, 这一技术在级联加速中也发挥着重要作用^[36,76].

关于电离毛细管等离子体透镜传输与聚焦质量已经有了系列研究. 首先, 由于放电电流径向分布的不均匀性, 电离毛细管等离子体透镜具有球差. 在简单的模拟和分析中, 常常假设均匀分布的电流和它导致的线性分布的磁场, 但事实上, 等离子体电导率 σ 取决于等

离子体密度 n_e 和电子温度 T_e . van Tilborg等人^[77]给出了 J - T 模型: 由于 n_e 的影响相对小, 近似认为, 电流密度 $J(r) = \sigma E \propto T_e(r)^{3/2}$. 对于 H_2 或 He 等较轻的被电离气体, 电子-离子传热的时间尺度比电流脉冲的上升时间短, 因此在使用电流聚焦时, 已经达到了第1节所述等离子体演化的第三阶段——准稳态平衡阶段. 此时, 由于管壁的降温效应, 电子温度随半径的增大而降低, 磁场梯度同样也随半径增大而降低. 由 J - T 模型推导可知, 不均匀性会导致近轴场梯度比用均匀电流分布预估的大1~1.48倍^[23]. Pompili等人^[20]在实验中观察到的环状电子聚焦束斑(离轴电子被聚焦时, 近轴电子过聚焦)和10倍于理想情况的发射度增长很好地验证了这一点. 而如果使用原子序数更大的气体, 如 Ar , 由于电子与离子之间的热传递速率以及离子的热导率(均与离子质量成反比)显著降低, 放电电流可以在电流分布变得非均匀前达到峰值, 保证了在束流通过时形成的线性磁场. CERN的Lindström等人^[21]利用分别填充 He 和 Ar 的毛细管进行了对比实验, 用束流探测了它们的磁场分布和导致的发射度增长情况, 验证了充 Ar 的电离毛细管等离子体透镜在全孔径内具有更一致的磁场梯度. 这意味着球差被进一步降低, 确保聚焦束斑拥有更高的电荷密度. 但重的气体会增大库仑散射, 同样会引起发射度增长^[78,79], 实际应用中仍需要对这些因素进行综合考量与改进.

电离毛细管等离子体透镜中同样也存在PPL效应, 受到自驱动等离子体波的影响, 束流尾部的电子除了经历放电电流的主动聚焦力外, 还会感受到一个纵向变化的聚焦力, 这也会给束流发射度带来一定的增长. SPARC_LAB实验室的Marocchino等人^[80]指出, 当电流放电产生的电子雪崩行为结束时, 不能产生任何主动聚焦, PPL的自聚焦梯度占主导地位; Pousa等人^[76]给出了PPL效应带来的发射度增长的解析公式, 其大小与束流长度及等离子体密度呈正相关, 与放电电流大小呈反相关, 可以通过适当调节参数使之减小到可以忽略不计^[18].

3.2 电离毛细管等离子体透镜用于激光加速质子束传输与聚焦

电离毛细管等离子体透镜也可以用于激光加速质子束传输与聚焦. 与LPA电子束相比, LPA质子束是非相对论性的, 质量更大且发散角更大, 面临更多的实验

挑战. 2021年, 北京大学Yang等人^[17]综合考虑能量损失、磁趋肤深度、Z-pinch效应和PPL效应等诸多限制因素, 提出了一种非线性多变量规划的毛细管系统参数搜索方法. 该方法为设计一个中心聚焦质子能量 E 的毛细管系统需要确定的4个典型参数(毛细管长度 L 、半径 r 、外加电流大小 I 、等离子体密度 n_0)提供了有效指导, 从理论上证明了利用基于电离毛细管的高梯度等离子体透镜聚焦激光加速质子束的可行性. 例如, 假设毛细管端面距离质子源为4 mm, 对不同等离子体密度(10^{16} ~ 10^{18} cm $^{-3}$)下的1~100 MeV中心聚焦质子能量进行优化, 结果如图3所示. 2022年, 美国伯克利实验室^[10]利用电离毛细管聚焦质子, 在放射生物细胞样品位置提供一个直径为10 mm的均匀束点斑, 成功进行了质子束FLASH辐照实验. 但由于质子过大的初始发散角, 大部分质子无法进入毛细管中, 实验中毛细管的传输效率仅为0.2%. 目前, 如何提高电离毛细管等离子体透镜的收集和传输效率仍然是一个亟待解决的问题.

4 北京大学电离毛细管等离子体平台

为了进行电离毛细管等离子体的相关诊断与前沿应用研究, 北京大学激光加速实验室搭建了如图4所示

的电离毛细管等离子体实验平台, 主要包括毛细管、充气气路、放电电路三部分. 其中毛细管由激光刻蚀的蓝宝石或3D打印的耐高温树脂制成. 充气气路中, 氦气或氩气经过两个入气口充入毛细管管道, 气压大小由充气管道与盛放气体的钢瓶之间设置的电磁阀和压力控制器控制. 关于放电电路, 两个平板铜电极带有比毛细管孔径略粗的出气口, 作为阳极和阴极分别被放置在毛细管的两端, 且通过耐压电极线连接用来提供放电过程所需要的电流和电压的外电路. 外电路由0~30 kV可调的电源、1~7.5 nF电容和晶闸管构成, 其放电回路与充电回路通过晶闸管切换. 晶闸管是一种等离子体电路开关, 用于避免电路切换过程中的强流击穿火花. 此外, 各设备和激光或束流间的延时由一台均方根抖动小于25 ps的DG645调控. 为了确保毛细管与激光或束流同轴及间距可控, 整个毛细管装置利用六轴电控台精确调节. 目前, 这一平台已经实现了稳定放电, 基于放电后等离子体的演化过程、激光引导、激光加速质子束聚焦等系列研究正在展开.

5 总结与展望

在激光等离子体加速中, 等离子体的性质关键地

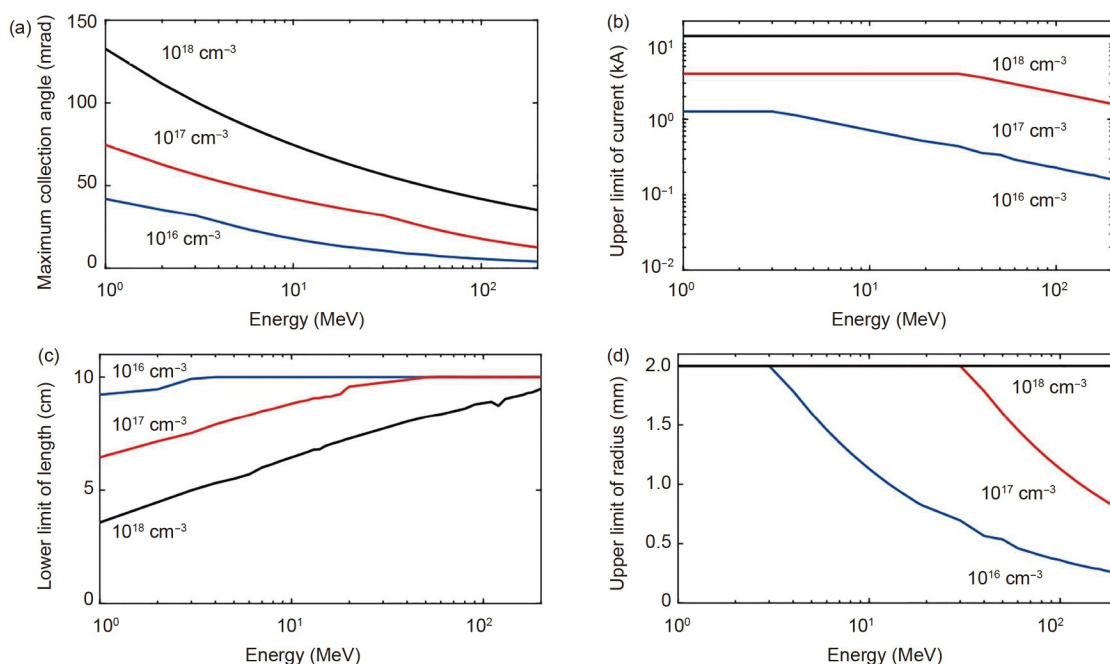


图3 (网络版彩色)假设毛细管端面距离质子源为4 mm, 对不同等离子体密度(10^{16} ~ 10^{18} cm $^{-3}$)下的1~100 MeV中心聚焦质子能量对应的最大收集角(a)、电流上限(b)、长度下限(c)和半径上限(d)的优化结果^[17]

Figure 3 (Color online) Assuming that the end face of the capillary is 4 mm from the proton source, the optimization result for 1–100 MeV proton energy under different plasma densities (10^{16} – 10^{18} cm $^{-3}$) of the maximum collection angle (a), upper limit of current (b), lower limit of length (c) and upper limit of radius (d)^[17]

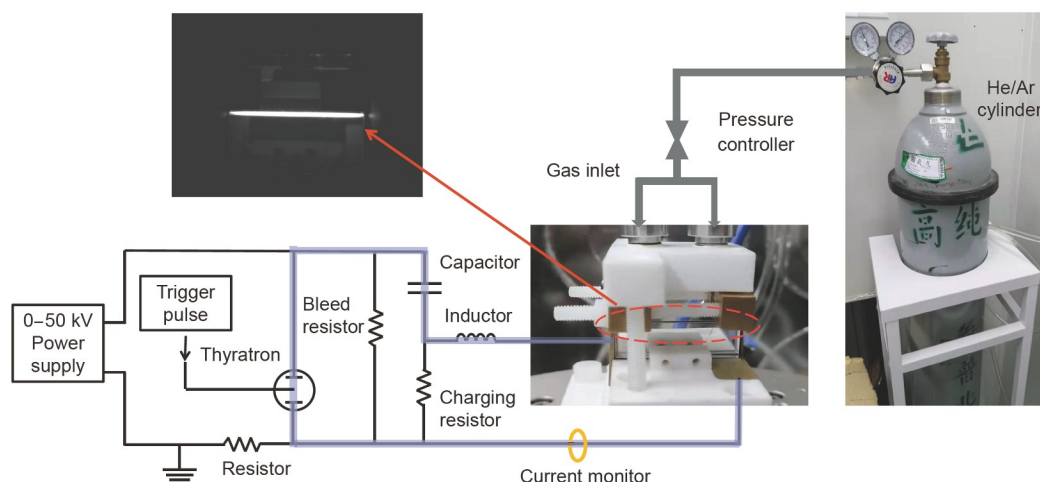


图 4 (网络版彩色)北京大学激光加速器实验室的电离毛细管等离子体实验平台. 左上上的插图为一次毛细管放电形成的等离子体通道发光图像
Figure 4 (Color online) The capillary discharge plasma experimental platform of the Compact Laser Plasma Accelerator at Peking University. The inset on the upper left is the luminescence image of the plasma channel formed by a capillary discharge

控制着加速粒子束的属性. 电离毛细管对等离子体特性的精确调控能力使得它可以用于引导激光、调节尾波演化、影响电子注入、操控束流相空间, 因此在激光等离子体尾波加速及束流的传输与聚焦方面有着重要应用.

未来, 为了推动激光加速朝着自由电子激光、对撞机等更尖端的应用迈进, 需要产生能量更强、密度更高的束流. 一方面, 要求提高激光功率和延长毛细管长度来产生更高的单级电子能量, 这使得避免激光

对毛细管壁造成损耗和有效电离长的气体柱成为新的挑战. 利用多个毛细管或弯曲毛细管形成级联加速也是非常有望的方案, 如何减小级间束流的发射度增长、提高耦合效率是一个复杂的问题. 另一方面, 需要电离毛细管等离子体透镜的高梯度聚焦场对加速产生的粒子束进行聚焦, 并不断寻找提高其聚焦质量和传输效率的方法. 有理由相信, 在等离子体和超短超强激光的同步优化下, 激光加速将跃向新的台阶.

参考文献

- 1 Tajima T, Dawson J M. Laser electron accelerator. *Phys Rev Lett*, 1979, 43: 267–270
- 2 Gonsalves A, Nakamura K, Daniels J, et al. Petawatt laser guiding and electron beam acceleration to 8 GeV in a laser-heated capillary discharge waveguide. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 084801
- 3 Kim I J, Pae K H, Choi I W, et al. Radiation pressure acceleration of protons to 93 MeV with circularly polarized petawatt laser pulses. *Phys Plasmas*, 2016, 23: 070701
- 4 Higginson A, Gray R J, King M, et al. Near-100 MeV protons via a laser-driven transparency-enhanced hybrid acceleration scheme. *Nat Commun*, 2018, 9: 724
- 5 Chen M, Liu F, Li B Y, et al. Development and prospect of laser plasma wakefield accelerator (in Chinese). *High Power Laser Part Beams*, 2020, 32: 092001 [陈民, 刘峰, 李博原, 等. 激光等离子体尾波加速器的发展和展望. *强激光与粒子束*, 2020, 32: 092001]
- 6 Wu X Z, Shou Y R, Gong Z, et al. Laser-driven ion acceleration: Development and potential applications (in Chinese). *High Power Laser Part Beams*, 2020, 32: 092002 [吴学志, 寿寅任, 弓正, 等. 激光离子加速研究与应用展望. *强激光与粒子束*, 2020, 32: 092002]
- 7 Corde S, Phuoc K T, Lambert G, et al. Femtosecond X rays from laser-plasma accelerators. *Rev Mod Phys*, 2013, 85: 1–48
- 8 Schroeder C B, Esarey E, Geddes C G R, et al. Physics considerations for laser-plasma linear colliders. *Phys Rev ST Accel Beams*, 2010, 13: 101301
- 9 Bulanov S V, Wilkens J J, Esirkepov T Z, et al. Laser ion acceleration for hadron therapy. *Physics-Uspekhi*, 2014, 57: 1149–1179
- 10 Bin J, Obst-Huebl L, Mao J H, et al. A new platform for ultra-high dose rate radiobiological research using the BELLA PW laser proton beamline. *Sci Rep*, 2022, 12: 1484

- 11 Gao Y, Liu R R, Chang C W, et al. A potential revolution in cancer treatment: A topical review of FLASH radiotherapy. *J Appl Clin Med Phys*, 2022, 23: 13790
- 12 Yang G, Lu C, Mei Z, et al. Association of cancer stem cell radio-resistance under ultra-high dose rate FLASH irradiation with lysosome-mediated autophagy. *Front Cell Dev Biol*, 2021, 9: 672693
- 13 Maier A R, Meseck A, Reiche S, et al. Demonstration scheme for a laser-plasma-driven free-electron laser. *Phys Rev X*, 2012, 2: 031019
- 14 Leemans W P, Nagler B, Gonsalves A J, et al. GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator. *Nat Phys*, 2006, 2: 696–699
- 15 D’Arcy R, Wesch S, Aschikhin A, et al. Tunable plasma-based energy dechirper. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 034801
- 16 Shpakov V, Anania M P, Bellaveglia M, et al. Longitudinal phase-space manipulation with beam-driven plasma wakefields. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 114801
- 17 Yang T, Cheng H, Yan Y, et al. Designing of active plasma lens for focusing laser-plasma-accelerated pulsed proton beams. *Phys Rev Accel Beams*, 2021, 24: 031301
- 18 Barber S K, Schroeder C B, van Tilborg J, et al. Transport and phase-space manipulation of laser-plasma accelerated electron beams using active plasma lenses. *AIP Conf Proc*, 2017, 1812: 040006
- 19 van Tilborg J, Steinke S, Geddes C G R, et al. Active plasma lensing for relativistic laser-plasma-accelerated electron beams. *Phys Rev Lett*, 2015, 115: 184802
- 20 Pompili R, Anania M P, Bellaveglia M, et al. Experimental characterization of active plasma lensing for electron beams. *Appl Phys Lett*, 2017, 110: 104101
- 21 Lindström C, Adli E, Boyle G, et al. Emittance preservation in an aberration-free active plasma lens. *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 194801
- 22 Filippi F, Anania M P, Biagioni A, et al. 3D-printed capillary for hydrogen filled discharge for plasma based experiments in RF-based electron linac accelerator. *Rev Sci Instruments*, 2018, 89: 083502
- 23 Bobrova N A, Esaulov A A, Sakai J I, et al. Simulations of a hydrogen-filled capillary discharge waveguide. *Phys Rev E*, 2001, 65: 016407
- 24 Betz H D. Charge states and charge-changing cross sections of fast heavy ions penetrating through gaseous and solid media. *Rev Mod Phys*, 1972, 44: 465–539
- 25 Wagner R, Chen S Y, Maksimchuk A, et al. Electron acceleration by a laser wakefield in a relativistically self-guided channel. *Phys Rev Lett*, 1997, 78: 3125–3128
- 26 Spence D J, Hooker S M. Investigation of a hydrogen plasma waveguide. *Phys Rev E*, 2000, 63: 015401
- 27 Spence D J, Butler A, Hooker S M. First demonstration of guiding of high-intensity laser pulses in a hydrogen-filled capillary discharge waveguide. *J Phys B-At Mol Opt Phys*, 2001, 34: 4103–4112
- 28 Butler A, Spence D J, Hooker S M. Guiding of high-intensity laser pulses with a hydrogen-filled capillary discharge waveguide. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 185003
- 29 Bobrova N A, Sasorov P V, Benedetti C, et al. Laser-heater assisted plasma channel formation in capillary discharge waveguides. *Phys Plasmas*, 2013, 20: 020703
- 30 Leemans W, Gonsalves A, Mao H S, et al. Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 245002
- 31 Guillaume E, Döpp A, Thaur C, et al. Electron rephasing in a laser-wakefield accelerator. *Phys Rev Lett*, 2015, 115: 155002
- 32 Sprangle P, Hafizi B, Peñano J R, et al. Wakefield generation and GeV acceleration in tapered plasma channels. *Phys Rev E*, 2001, 63: 056405
- 33 Abuazoum S, Wiggins S M, Ersfeld B, et al. Linearly tapered discharge capillary waveguides as a medium for a laser plasma wakefield accelerator. *Appl Phys Lett*, 2012, 100: 014106
- 34 Kim M S, Jang D G, Lee T H, et al. Characteristics of a tapered capillary plasma waveguide for laser wakefield acceleration. *Appl Phys Lett*, 2013, 102: 204103
- 35 Kim J, Phung V L J, Roh K, et al. Development of a density-tapered capillary gas cell for laser wakefield acceleration. *Rev Sci Instrum*, 2021, 92: 023511
- 36 Steinke S, van Tilborg J, Benedetti C, et al. Multistage coupling of independent laser-plasma accelerators. *Nature*, 2016, 530: 190–193
- 37 Ehrlich Y, Cohen C, Zigler A, et al. Guiding of high intensity laser pulses in straight and curved plasma channel experiments. *Phys Rev Lett*, 1996, 77: 4186–4189
- 38 Reitsma A J W, Jaroszynski D A. Propagation of a weakly nonlinear laser pulse in a curved plasma Channel. *Phys Plasmas*, 2007, 14: 053104
- 39 Luo J, Chen M, Wu W Y, et al. Multistage coupling of laser-wakefield accelerators with curved plasma channels. *Phys Rev Lett*, 2018, 120: 154801
- 40 Nakajima K. Seamless multistage laser-plasma acceleration toward future high-energy colliders. *Light Sci Appl*, 2018, 7: 21
- 41 Zigler A, Botton M, Ferber Y, et al. Consolidating multiple femtosecond lasers in coupled curved plasma capillaries. *Appl Phys Lett*, 2018, 113: 183505

- 42 Thévenet M, Lehe R, Schroeder C B, et al. Emittance growth due to misalignment in multistage laser-plasma accelerators. *Phys Rev Accel Beams*, 2019, 22: 051302
- 43 Pollock B B, Clayton C E, Ralph J E, et al. Demonstration of a narrow energy spread, ~ 0.5 GeV electron beam from a two-stage laser wakefield accelerator. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 045001
- 44 Liu J S, Xia C Q, Wang W T, et al. All-optical cascaded laser wakefield accelerator using ionization-induced injection. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 035001
- 45 Mirzaie M, Li S, Zeng M, et al. Demonstration of self-truncated ionization injection for GeV electron beams. *Sci Rep*, 2015, 5: 14659
- 46 Wang W T, Li W T, Liu J S, et al. High-brightness high-energy electron beams from a laser wakefield accelerator via energy chirp control. *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 124801
- 47 Wang W, Li W, Liu J, et al. Control of seeding phase for a cascaded laser wakefield accelerator with gradient injection. *Appl Phys Lett*, 2013, 103: 243501
- 48 Gonsalves A J, Nakamura K, Lin C, et al. Tunable laser plasma accelerator based on longitudinal density tailoring. *Nat Phys*, 2011, 7: 862–866
- 49 Matlis N H, Gonsalves A J, Steinke S, et al. Dynamics and density distributions in a capillary-discharge waveguide with an embedded supersonic jet. *J Appl Phys*, 2015, 118: 204506
- 50 Matlis N H, Gonsalves A J, Steinke S, et al. Transient behavior of a supersonic three-dimensional micronozzle with an intersecting capillary. *J Appl Phys*, 2016, 119: 074501
- 51 Kirchen M, Jalias S, Messner P, et al. Optimal beam loading in a laser-plasma accelerator. *Phys Rev Lett*, 2021, 126: 174801
- 52 Lee S, Lee T H, Gupta D N, et al. Enhanced betatron oscillations in laser wakefield acceleration by off-axis laser alignment to a capillary plasma waveguide. *Plasma Phys Control Fusion*, 2015, 57: 075002
- 53 Chen M, Luo J, Li F Y, et al. Tunable synchrotron-like radiation from centimeter scale plasma channels. *Light Sci Appl*, 2016, 5: e16015
- 54 Palastro J P, Kaganovich D, Hafizi B, et al. Synchrotron radiation from a curved plasma channel laser wakefield accelerator. *Phys Plasmas*, 2017, 24: 033119
- 55 Chen S, Powers N D, Ghebregziabher I, et al. MeV-energy X rays from inverse compton scattering with laser-wakefield accelerated electrons. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 155003
- 56 Nürnberg F, Schollmeier M, Brambrink E, et al. Radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams. *Rev Sci Instrum*, 2009, 80: 033301
- 57 Mora P. Plasma expansion into a vacuum. *Phys Rev Lett*, 2003, 90: 185002
- 58 Schollmeier M, Becker S, Geißel M, et al. Controlled transport and focusing of laser-accelerated protons with miniature magnetic devices. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 055004
- 59 Nishiuchi M, Daito I, Ikegami M, et al. Focusing and spectral enhancement of a repetition-rated, laser-driven, divergent multi-MeV proton beam using permanent quadrupole magnets. *Appl Phys Lett*, 2009, 94: 061107
- 60 Zhu J G, Zhu K, Tao L, et al. Beam line design of compact laser plasma accelerator. *Chin Phys Lett*, 2017, 34: 054101
- 61 Busold S, Schumacher D, Brabetz C, et al. Towards highest peak intensities for ultra-short MeV-range ion bunches. *Sci Rep*, 2015, 5: 12459
- 62 Brack F E, Kroll F, Gaus L, et al. Spectral and spatial shaping of laser-driven proton beams using a pulsed high-field magnet beamline. *Sci Rep*, 2020, 10: 9118
- 63 Kroll F, Brack F E, Bernert C, et al. Tumour irradiation in mice with a laser-accelerated proton beam. *Nat Phys*, 2022, 18: 316–322
- 64 Welch D R, Rose D V, Genoni T C, et al. Simulations of neutralized final focus. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A-Accel Spectrom Dect Assoc Equip*, 2005, 544: 236–242
- 65 Su J J, Katsouleas T, Dawson J M, et al. Plasma lenses for focusing particle beams. *Phys Rev A*, 1990, 41: 3321–3331
- 66 Hairapetian G, Davis P, Clayton C E, et al. Experimental demonstration of dynamic focusing of a relativistic electron bunch by an overdense plasma lens. *Phys Rev Lett*, 1994, 72: 2403–2406
- 67 Thaury C, Guillaume E, Döpp A, et al. Demonstration of relativistic electron beam focusing by a laser-plasma lens. *Nat Commun*, 2015, 6: 6860
- 68 Doss C E, Adli E, Ariniello R, et al. Laser-ionized, beam-driven, underdense, passive thin plasma lens. *Phys Rev Accel Beams*, 2019, 22: 111001
- 69 Panofsky W K H, Baker W R. A focusing device for the external 350-MeV proton beam of the 184-inch cyclotron at Berkeley. *Rev Sci Instrum*, 1950, 21: 445–447
- 70 Dothan F, Riege H, Boggasch E, et al. Dynamics of a Z pinch for focusing high-energy charged particles. *J Appl Phys*, 1987, 62: 3585–3591
- 71 Boggasch E, Jacoby J, Wahl H, et al. Z-pinch plasma lens focusing of a heavy-ion beam. *Phys Rev Lett*, 1991, 66: 1705–1708
- 72 Boggasch E, Tauschwitz A, Wahl H, et al. Plasma lens fine focusing of heavy-ion beams. *Appl Phys Lett*, 1992, 60: 2475–2477
- 73 Vrba P, Vrbová M. Z-pinch evolution in capillary discharge. *Contrib Plasma Phys*, 2000, 40: 581
- 74 van Tilborg J, Barber S K, Benedetti C, et al. Comparative study of active plasma lenses in high-quality electron accelerator transport lines. *Phys Plasmas*, 2018, 25: 056702

- 75 Chiadroni E, Anania M P, Bellaveglia M, et al. Overview of plasma lens experiments and recent results at SPARC_LAB. [Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A-Accel Spectrom Dect Assoc Equip](#), 2018, 909: 16–20
- 76 Pousa A F, de la Ossa A M, Brinkmann R, et al. Compact multistage plasma-based accelerator design for correlated energy spread compensation. [Phys Rev Lett](#), 2019, 123: 054801
- 77 van Tilborg J, Barber S K, Tsai H E, et al. Nonuniform discharge currents in active plasma lenses. [Phys Rev Accel Beams](#), 2017, 20: 032803
- 78 Zhao Y, Lehe R, Myers A, et al. Modeling of emittance growth due to Coulomb collisions in plasma-based accelerators. [Phys Plasmas](#), 2020, 27: 113105
- 79 Kirby N, Berry M, Blumenfeld I, et al. Emittance growth from multiple Coulomb scattering in a plasma wakefield accelerator. In: Proceedings of PAC2007. Piscataway: IEEE, 2007. 3097–3099
- 80 Marocchino A, Anania M P, Bellaveglia M, et al. Experimental characterization of the effects induced by passive plasma lens on high brightness electron bunches. [Appl Phys Lett](#), 2017, 111: 184101

Summary for “电离毛细管等离子体在激光加速领域的应用”

Application of capillary discharge plasma in the field of laser acceleration

Yang Yan^{1,2}, Tong Yang^{1,2}, Zhen Guo^{1,2}, Hao Cheng^{1,2}, Yuze Li^{1,2}, Yanlü Fang^{1,2}, Yadong Xia^{1,2}, Qiangyou He^{1,2}, Chentong Li^{1,2}, Chen Lin^{1,2,3*} & Xueqing Yan^{1,2,3}

¹ State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China;

² Beijing Laser Acceleration Innovation Center, Beijing 101407, China;

³ Institute of Guangdong Laser Plasma Technology, Guangzhou 510475, China

* Corresponding author, E-mail: lc0812@pku.edu.cn

Laser acceleration is a new type of acceleration mechanism proposed in recent years. It uses plasma as the acceleration medium so it is strongly affected by the properties of plasma. Laser acceleration can achieve acceleration gradients that are three orders of magnitude higher than those obtained by conventional accelerators, which makes it a strong contender for the construction of future compact high energy particle accelerators and radiation sources. However, high gradient and transient acceleration also lead to low energy conversion efficiency and instability of laser acceleration, which are challenges that must be overcome in this field. On one hand, in the absence of guidance, the focused laser beam will diverge rapidly and maintain high intensity only in a short distance, which greatly limits the energy of the accelerated particles; on the other hand, the laser-accelerated particle beam has the characteristics of wide energy spectrum and large divergence angle. In order to meet the requirements of practical applications, it is necessary to use focusing elements to collect and focus the particle beam. At the same time, in order to demonstrate the advantage of high acceleration gradient of laser accelerators, corresponding compact beam focusing devices must be matched.

Tailoring and controlling the properties of plasma is essential for the accurate design, operation and application of laser plasma accelerators. As a reliable tool for stably generating plasma channels and modulating plasma parameters, capillary discharge can provide solutions to these problems above-mentioned. The capillary discharge is often described as a cm-long, gas-filled, elongated chamber with an mm-diameter circular cross section implanted in a sapphire or glass block. The plasma is generated in the capillary by an electrical discharge current between two electrodes at the ends, and the plasma's parameters, such as the density and temperature, can be easily adjusted by changing the geometric structure of the capillary, the gas pressure, and the current setting. The capillary discharge plasma can not only carry the high-gradient acceleration field of the laser plasma wake, but also provide the high-gradient transverse focusing magnetic field driven by the discharge current, which makes it widely used in the field of laser acceleration. Combining high-gradient acceleration fields with high-gradient transmission fields using plasma technology, compact table-top laser accelerators are expected to be truly realized.

This review introduces the working principle and characteristics of capillary discharge plasma, and summarizes its main applications in the field of laser acceleration: As an acceleration section, it can extend the acceleration distance and further improve the energy and quality of laser plasma accelerated particle beams; as a beam transmission element, it can achieve axisymmetric focusing on the scale of centimeters to tens of centimeters to increase the cluster density and improve the practical application level of laser accelerated particle beams. On the basis of summarizing the existing research progress, the future development trend of capillary plasma is prospected, and the construction of the capillary discharge plasma platform of Peking University is briefly introduced.

capillary discharge, plasma, laser acceleration, high gradient

doi: [10.1360/TB-2022-1280](https://doi.org/10.1360/TB-2022-1280)